

\* 专题评述 \*

# $\Lambda$ 超核结构 \*

孟 杰<sup>1, 2, 3</sup> 吕洪凤<sup>1</sup>

1. 北京大学物理学院, 北京 100871; 2. 中国科学院理论物理研究所, 北京 100080;

3. 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 兰州 730000

**摘要** 简要回顾了  $\Lambda$  超核结构研究的实验和理论研究进展, 并介绍了超子-核子相互作用和对单  $\Lambda$  超核的描述, 以及奇特  $\Lambda$  超核现象的最新研究成果, 包括超核的巨中子晕、超子晕等。

**关键词**  $\Lambda$  超核 巨中子晕超核 超子晕

1952 年, 在宇宙射线中首次观测到的单  $\Lambda$  超核 (核子和超子形成的束缚系统) 事件宣告了超核物理的诞生<sup>[1]</sup>。现在实验室已发现的超核主要是单  $\Lambda$  超核, 另外还有几例  $\Xi$  超核, 双  $\Lambda$  超核及  $\Sigma$  超核。本文讨论主要集中在  $\Lambda$  超核。

$\Lambda$  超子是与核子类似的重子, 它的质量为  $(1115.684 \pm 0.006) \text{MeV}/c^2$ , 电荷和同位旋均为 0, 寿命为  $(263 \pm 2) \text{ps}$ 。由于携带了传统核世界外的一个新量子数——奇异数, 超子可以不受核子间 Pauli 不相容原理的限制而深入到原子核内部, 成为研究核结构的极好探针。一个或两个超子的引入有时会导致核结构的巨大变化, 如改变核的尺度、形状、集体运动、团簇结构等, 相应地会出现全新对称性的态和选择法则等。

在过去的半个世纪中, 超核物理无论在实验方面还是理论方面都有飞速的发展<sup>[2~8]</sup>。尤其是最近 10 年, 随着各种超核产生反应的应用和测量方法的改进, 观测到一些全新的超核结构、产生和衰变的特性。新的超核产生和衰变数据提供了超核结构的新信息并揭示了其静态性质外的动力学性质, 使超核物理进入一个崭新的发展阶段并成为一门专门的学科。

同传统的核物理相比, 超核物理可以提供更为丰富的强子物质信息, 为研究完全的介子和重子  $SU(3)_f$  八重态性质提供了惟一的实验室。超子-核子 (YN) 和超子-超子 (YY) 相互作用可以丰富对重子-重子相互作用的理解。通常, YN 相互作用由 YN 散射数据和超核结构提取。NN 相互作用的理论模型也用来研究 YN 和 YY 相互作用, 主要是介子交换模型<sup>[9~13]</sup> 和夸克模型<sup>[14~18]</sup>。

目前对重子-重子相互作用的主要研究类型有: (i) Nijmegen 小组利用  $SU(3)_f$  对称性, 将重子-介子耦合常数和短程唯象硬、软芯的单玻色子交换模型相联系, 构建了一系列重子-重子相互作用 (NN,  $\Lambda N$ - $\Sigma N$ ,  $\Xi N$ - $\Lambda\Lambda$ - $\Sigma\Sigma$ - $\Lambda\Sigma$ )<sup>[9~11]</sup>; (ii) Jülich 小组根据核子-核子 (NN) 相互作用的 Bonn 模型, 应用  $SU(6)$  对称性将耦合常数和短程形状因子的介子交换模型相联系, 构建了 YN 相互作用<sup>[12, 13]</sup>; (iii) 根据有效介子交换的标量势和赝标量势与夸克直接耦合的论点, 在标准共振群方法中应用重子-重子  $SU(6)$  夸克模型的相互作用<sup>[19]</sup>。

尽管 Nijmegen 和 Jülich 相互作用都可以描述散射数据, 但是它们的自旋-同位旋结构却不同。因此, 为

2003-11-25 收稿, 2004-01-19 收修改稿

\* 国家重点基础研究发展规划 (G2000077407) 和国家自然科学基金 (批准号: 10025522, 10221003, 10047001, 19935030) 资助项目

E-mail: mengj@pku.edu.cn; lhf@jcnp.pku.edu.cn

©1994-2018 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. <http://www.cnki.net>

为了更好地确定  $\Lambda N$  相互作用, 还需要测量更多的自旋相关的观测及更详细的超核能级结构. 另外,  $\Lambda NN$  三体力、电荷对称性破缺的  $\Lambda N$  相互作用以及  $\Lambda\Lambda$  相互作用也期待着实验数据的增多而得到进一步理解.

为了研究  $\Lambda$  超核的能谱结构, 需要了解超核物质的平均势场. 在正常核的平均场中, 自旋-轨道相互作用起了决定性的作用. 但是, 超核的自旋-轨道相互作用至今尚不清楚. 例如, 在  $p$  壳超核内的劈裂被认为比  $NN$  的小几倍<sup>[20, 21]</sup>, 在 ${}_{\Lambda}^{89}\text{Y}$  内的劈裂却又很大<sup>[22]</sup>. 为了得到  $\Lambda$  超子自旋-轨道劈裂甚至自旋-轨道相互作用起源的信息, 还有待于更高分辨率的实验.

超子加入正常核物质后, 会引起一系列的变化, 例如, 弱束缚<sup>[23]</sup> 或不束缚<sup>[4]</sup> 核由于  $\Lambda N$  的吸引会束缚得更紧或变成束缚的, 且大小发生收缩, 该现象称为  $\Lambda$  超子的“类胶作用”; 由于超子可以不受核子间 Pauli 原理的限制, 超核内可以有正常核内不允许的对称态, 如张宗焯和厉光烈用  $SU_3$  群对超核激发态进行分类发现了“超对称”态<sup>[24]</sup>;  ${}_{\Lambda}^9\text{Be}$  中可能存在“超对称”态, 即  $p_{\Lambda}$  轨道与 ${}^8\text{Be}$  中  $\alpha$  集团平行时的几率比与它们垂直时的几率大得多的态<sup>[25]</sup>; 加入超子后的核芯基态宇称可能改变, 如 ${}_{\Lambda}^{20}\text{Ne}$  基态中可能的两种结构,  ${}_{\Lambda}^{16}\text{O} + \alpha$  (负宇称态) 和  ${}^{16}\text{O} + {}_{\Lambda}^4\text{He}$  (正宇称态), 其性质完全不同<sup>[26]</sup>, 对它们的确定会给出  $s$ - $d$  壳核区的有效  $\Lambda N$  自旋相关性质; 在 KEK 发现的 ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$  的核芯激发态不能用  $\Lambda$  与核芯态的简单组态耦合来解释<sup>[27]</sup>, 基于不同宇称核芯激发态与不同  $\Lambda$  轨道相耦合的“壳间组合组态”思想, 应该是解释该问题的途径之一<sup>[28]</sup>, 等等.

正常核的奇特现象已成为当今核物理研究领域的热点之一<sup>[29~34]</sup>, 研究奇特核内加入超子后的超核结构和性质随奇异数的变化, 探讨相关奇特超核的独特性质, 将是对核世界的一次新的探索和尝试<sup>[35~37]</sup>. 由于奇特核是特殊的弱束缚、低密度且有极端中子质子数比的体系, 因此, 奇特  $\Lambda$  超核不仅可以提供  $\Lambda$ -中子和  $\Lambda$ -中子物质在低密度时的相互作用, 而且可以提取不同核密度下的  $\Lambda$  超子平均势, 研究中子晕的性质在超子存在时的改变等.

## 1 实验进展

目前, 世界上许多实验室 包括欧洲的 CERN,

GSI 和 MAMI, 美国的 BNL 和 TJNAF, 日本的 KEK, 德国的 COSY, 俄罗斯的 Dubna 和意大利的 DAΦNE 等, 都在进行超核物理的研究. 本节将就超核的主要实验进展做一简介. 详细的介绍可参见文献[4~8].

1952 年, Danyysz 和 Pniewski 最先通过飞行气球的宇宙线实验在核乳胶堆内的超子碎片里发现了超核<sup>[1]</sup>. 20 世纪 60 年代末, 粒子加速器提供的  $K^-$  介子束流使得超核的实验室研究成为可能. 随后,  $\pi$  介子和质子束流被先后用在核乳胶和 ${}^4\text{He}$  气泡室内来产生超核. 该方法只能测量极轻  $\Lambda$  超核的寿命, 且精度不高. Nield 等用高能重离子束轰击聚乙烯靶, 为测量重  $\Lambda$  超核寿命提供了一条新的途径<sup>[38]</sup>, 但是它的统计不好, 而且本底太大. 超子的弱衰变  $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$  可以用来鉴别  $\Lambda$  超核和确定质量数  $A < 15$  超核的束缚能、自旋和寿命等<sup>[39]</sup>. 较重系统的性质可以从蜕变实验得到<sup>[40]</sup>.

由于核乳胶和气泡室等技术只能测量超子的束缚能, 随着 70 年代计数器技术的应用和  $K^-$  束流的发展, 超核物理进入了一个崭新的阶段. 新的超核产生和衰变实验数据提供了超核结构的新颖信息, 揭示了静态性质外的动力学性质.

新的发展从  $(K^-, \pi^-)$  飞行反应计数实验开始. 在  $(K^-, \pi^{\pm})$  产生反应中, 在所谓魔幻动量下入射  $K^-$ , 在不改变被击中子(质子)轨道的情况下将它变成一个  $\Lambda$  或  $\Sigma^0$  ( $\Sigma^-$ ) 而停留在核内, 并且发射一个  $\pi^-$  ( $\pi^+$ ),  $\pi$  的能谱与超核能级分布直接相关. 给定一个适当  $K^-$  动量,  $(K^-, \pi^-)$  飞行反应计数实验可以选择性地定出被替代的态. 一连串的这种  $(K^-, \pi^-)$  反应相继在 CERN<sup>[41, 42]</sup> 和 BNL<sup>[43~45]</sup> 实现, 从而给出了轻核中  $\Lambda$  的单粒子谱和单体势(深度、自旋-轨道势强度、宽度和对质量数  $A$  的依赖性等), 并观察到  $\Lambda$ -超子和核芯耦合互相影响的性质, 揭示了有效  $\Lambda N$  相互作用的信息. 级联测量应用在  $(K^-, \pi^- \gamma)$  反应里, 可以给出超核激发态的精确能量, 这在超核核谱学里有重要的作用. 级联测量也被用于  $(K^-, \pi^- x)$  反应得到弱衰变寿命和分支比<sup>[46, 47]</sup>, 其中,  $x$  ( $= p, n, \pi^-$ ) 是超核里超子的弱衰变产物. 这些都是研究超核弱衰变机制的基本测量量. 但是, 束流强度低 ( $10^4 \sim 10^5 K^-/s$ ), 分辨率不好以及入射  $K^-$  束流的强扭曲等都阻碍了该反应的应用.

得益于高统计产额, 改进后的无反冲  $(K^-,$

$\pi^\pm$ )方法于 80 年代在 KEK 被重新启用来研究  $\Delta$  超核<sup>[48]</sup>. 当  $K^-$  停留在靶上时, 它被捕获到原子能级, 经级联跃迁到达内部能级, 在核的表面被吸收, 将一个核子转换为一个  $\Delta$  或其他超子. 不同于飞行反应, 由于大的动量转移, 它可以干净地分离出准自由超核产物, 特别是对轻核系统, 从而更易测定弱衰变率. 该方法已被广泛应用于研究  $\Delta$  复合态的形成和  $\pi^0$  衰变分支比等.

$(\pi^+, K^+)$ 反应是 $(K^-, \pi^-)$ 反应一个很好的补充选择,  $(\pi^+, K^+)$ 协同反应最先在 BNL 被用于研究 $^{12}\text{C}$ <sup>[49]</sup>. 与 $(K^-, \pi^-)$ 反应的无反冲性质不同, 在 $(\pi^+, K^+)$ 反应里, 可以有大小相当的动量(略比核的 Fermi 动量大)转移到生成的超子上. 所以,  $(\pi^+, K^+)$ 反应可以选择性地产生弱束缚的中子空穴和一个可以处于一连串轨道的  $\Delta$  超子. 而且, 有可能产生很大自旋的 stretched 态 $[(N J_N)^{-1}(I_{\Delta j \Delta})]$ . BNL 的实验证实了上述特征的存在. 这些实验揭示了从轻超核 $^9\text{Be}$  到重超核 $^{89}\text{Y}$  里  $\Delta$  单粒子能谱的丰富特征<sup>[50~53]</sup>. 此外,  $(\pi^+, K^+)$ 反应也非常有益于探索激发模式下的复杂结构<sup>[54]</sup>, 精确测量大质量范围内的  $\Delta$  超核寿命<sup>[55]</sup>.  $(\pi^+, K^+)$ 反应的另一重要优点是产生极化超核的能力. 超核的极化有利于角关联测量, 可以提供超核的详细信息. 极化超核在 GeV/c 能区也可以通过  $(\gamma, K^+)$  和  $(K^-, \pi^-)$  反应获得. 在 KEK,  $n(\pi^+, K^+)\Delta$  反应已经在 $^{12}\text{C}$  中被用来测量  $\Delta \rightarrow \pi^- p$  的弱衰变宽度<sup>[56]</sup>. 该测量的相对误差很小, 可以精确得到从衰变中出来的  $\pi$  介子受到的介质作用, 这样可以更好地理解  $\pi$  介子-核相互作用. KEK 的 $(\pi^+, K^+)$ 谱学实验观测到了 $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{51}\text{V}$  和 $^{89}\text{Y}$  的双峰结构, 即  $\Delta$  的自旋-轨道劈裂. 双峰结构间的能级差别表明它们的  $\Delta N$  自旋-轨道相互作用比 $(K^-, \pi^-)$ 中提取的结果大得多, 然而对实验谱的这种解释尚有争论. KEK 的超导 K 介子谱仪分辨率为 1.5 ~ 2 MeV. 现在, 在日本的 JHF 正在进行努力使分辨率低于 MeV. 高分辨本领不仅对超核精细结构的观测很重要, 反之, 对更好理解  $\Delta N$  自旋和同位旋相关的相互作用也很重要.

其他反应, 如 $(\pi^+, K^0)$ 和 $(K^-, \pi^0)$ 等, 已被用来产生电荷对称超核态, 以直接研究超核中的电荷对称性破缺. 电致反应可以完善我们对介子束提

供的超核能谱的了解. 它的标志是有大的动量转移 ( $\approx 350 \text{ MeV}$ ) 和  $p(\gamma, K^+)\Delta$  基本过程中重要的自旋反转振幅. 主要产生拉伸态和非自然宇称超核态. 在美国 TJNAF 实验室利用电致反应, 超核能谱的分辨率可高达  $\approx 0.6 \text{ MeV}$ <sup>[57]</sup>, 而且, 通过裂变碎片探测技术, 可以高精度地测量到重超核的寿命并准确鉴别衰变系统<sup>[58]</sup>. BNL 通过  $(K^-, K^+)$  反应获得了双  $\Delta$  超核并确认了  $\Xi$  超核束缚态的存在, 为理解  $\Delta N$ ,  $\Xi N$  相互作用和判断 H 粒子的存在提供了新的机遇<sup>[59]</sup>. 最近, KEK 的核乳胶-计数器混合系统测出较小的基态  $\Delta\Delta$  束缚能<sup>[60,61]</sup>, 这个实验表明 60 年代由  $\Xi^-$  俘获反应得到的两例双  $\Delta$  超核数据有待进一步研究<sup>[62,63]</sup>. 在 DAΦNE 的 FNUIDA 也将用  $\Phi \rightarrow K^+ K^-$  衰变提供过去所没有的大量数据<sup>[64]</sup>. 随着 Ge 探测阵列和 Hyperball 在 BNL 和 KEK 的应用, 能量分辨和统计质量大大提高, 已探测到如 $^9\text{Be}$  内的 1d 能级劈裂只有  $(31 \pm 2) \text{ keV}$ , 证实了该核内的超子自旋-轨道相互作用很小<sup>[21]</sup>, 给出了自旋相关项的  $\Delta N$  相互作用信息<sup>[65]</sup>.

到目前为止, 实验上已经发现了近 40 种单  $\Delta$  超核, 4 种双  $\Delta$  超核, 见图 1.

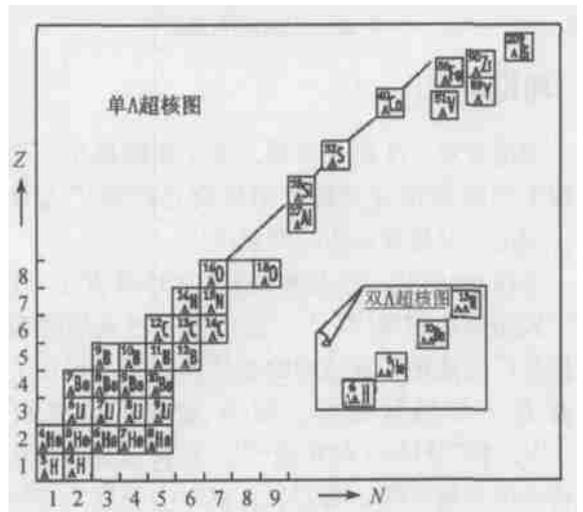


图 1  $\Delta$  超核核素图

实线表示实验已知的超核,

虚线表示束缚与否目前尚无定论的超核

关于奇特超核的产生和鉴别目前也有一些实验探索. 用 $(K^-, \pi^+)$ 或 $(\pi^-, K^+)$ 反应, 可以将两个质子变成一个中子和一个  $\Delta$  超子(例,  $^{16}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{C}$

和 $^{18}\text{O} \rightarrow ^{18}\text{C}$ 等). 尽管反应截面较小也很难鉴别, 但仍可以产生出一些奇特超核碎片<sup>[65]</sup>.

在 KEK 用 $(\text{K}^-, \pi^+)$ 反应给出 $^{\Lambda^2}\text{Be}$ ,  $^{\Lambda^6}\text{C}$  的产额上限为每 K 介子  $6 \times 10^{-5}$ ,  $^{\Lambda}\text{He}$  为每 K 介子  $2 \times 10^{-4}$ <sup>[66, 67]</sup>, 并在刚刚结束的 $^{10}\text{B}(\pi^-, \text{K}^+)^{10}\text{Li}$  反应中得到了可能的 $^{\Lambda^1}\text{Li}$  态. 作为例子, 图 2 给出了轻  $\Lambda$  超核及其正常核芯的核素图<sup>[65]</sup>. 探索加入超子后核素图边界的改变是核物理中的热点问题之一. 更高强度的介子和重离子束流与新探测技术的结合可以用来探测多超子超核<sup>[68]</sup>. 研究奇特超核性质, 无论在实验上还是理论上都将是一件富有意义和挑战性的工作.

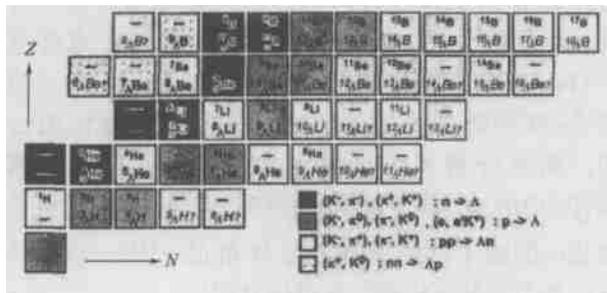


图 2 轻  $\Lambda$  超核及其核芯核素图<sup>[65]</sup>

正体“ $^{\Lambda}Z$ ”表示实验已知的超核, 斜体“ $^{\Lambda}Z$ ”表示有待观测的超核, 斜体加问号“ $^{\Lambda}Z?$ ”表示束缚与否目前尚无定论的超核, “—”表示已知的非束缚核

## 2 理论研究

利用有效 YN 相互作用, 基于团簇模型、壳模型和平均场理论等对超核的研究已经做了大量工作, 给出了对超核结构的满意描述.

早在 60 年代, 团簇模型(少体计算方法)就被用于轻超核的研究<sup>[69~71]</sup>. 近年来它已从描述基态性质推广到描述各种结构的性质和激发, 预言了一些有意义的超核特征, 如  $\Lambda$  超子的“类胶作用”<sup>[72]</sup>, 核芯对超子的响应<sup>[26]</sup>, 超核的新对称性及奇特丰中子超核内  $\alpha$  核芯、 $\Lambda$  皮和中子皮共存的奇特超核形态等<sup>[73]</sup>.

与团簇模型类似, 多体壳模型也被成功地用于描述超核核谱, 各种反应和超核态衰变的激发函数等. 通常描述超核的壳模型包括描述普通原子核的标准壳模型, 平移不变壳模型和可以描述准自由态的连续谱壳模型. 详细的讨论及其应用可参见文献<sup>[4, 74, 75]</sup>.

另一类描述超核较为成功的理论是平均场理论. 它分为相对论和非相对论两大类. 自从首例超核结合能数据出现以来, 利用 Wood-Saxon 势的唯象势模型就被用于描述超核, 并将其基态与  $\Lambda$  超子的单粒子场相联系<sup>[76~78]</sup>. 利用 G-矩阵或类 Skyrme 力的  $\Lambda\text{N}$  和  $\Lambda\text{NN}$  相互作用, 自洽的 Hartree-Fock 方法也被广泛用于描述超核<sup>[79~85]</sup>.

在相对论的框架下, 描述超核的理论包括夸克-介子耦合(QMC)模型和相对论平均场(RMF)理论. QMC 模型通过标量介子场  $\sigma$  和矢量介子场  $\omega$  与强子内的 u, d, s 夸克耦合, 可以在夸克层次通过 Pauli 原理来显示核内部的夸克自由度与 YN 相互作用信息<sup>[86]</sup>. 它不仅很好地描述超核<sup>[87]</sup>, 还被推广描述中子星物质<sup>[88]</sup>和热超核<sup>[89]</sup>等.

近来 RMF 理论<sup>[90]</sup>已成为一个研究核多体问题的有效武器, 它不仅对通常核取得了极大成功<sup>[91, 92]</sup>, 而且还被推广用来描述远离  $\beta$  稳定线的奇特核<sup>[93]</sup>和磁转动<sup>[94]</sup>等新集体运动模式.

利用 RMF 理论, Brockmann 和 Weise 对  $\Lambda$  超核进行描述, 并且用相对较弱的介子-超子耦合给出了与实验相洽的弱自旋-轨道力<sup>[95]</sup>. 但这在很大程度上破坏了 SU(3)对称性. 为了和 SU(3)相洽, 在随后的工作中仍采用大的介子耦合常数, 但同时定性地引入一个  $\omega\omega\Lambda$  张量项来解决超子较小的自旋-轨道劈裂问题<sup>[96~100]</sup>. 若不考虑矢量介子张量耦合, 用部分自洽势(核芯势用相对论的 Thomas-Fermi 近似给出)对  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  超核的计算也可得到与实验相符的结果<sup>[101]</sup>. Mareš 则首次在包含反常耦合项的结构框架下进行了  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$  超核的自洽描述<sup>[102]</sup>. 此外, RMF 理论还被用于研究丰中子超核<sup>[103]</sup>和超子对核芯的作用<sup>[104, 105]</sup>.

对于多奇异数系统, Rufa 等最先用 RMF 理论来描述多  $\Lambda$  超核系统<sup>[106]</sup>; Mareš 在此基础上, 考虑了形变效应<sup>[107]</sup>; 后来的一些工作则经验地引入了介子-超子顶角<sup>[108, 109]</sup>; Schaffner 等指出, RMF 理论虽然可以很好地符合单  $\Lambda$  超核的超子束缚能, 但无法提供双  $\Lambda$  超核中足够强的  $\Lambda\Lambda$  吸引势, 需引入  $\omega\omega\Lambda$  张量项, 同时用该方法预言了重离子碰撞中可能存在的各种亚稳激发的奇异重子物质<sup>[110]</sup>; 后来, 为了更好地描述多奇异系统, 给出强的  $\Lambda\Lambda$  关联, Schaffner 等在不含超子张量项的 RMF 下, 引入只

与超子耦合的矢量奇异介子  $\sigma^*$  和标量奇异介子  $\Phi$ ，在奇异重子物质的描述上取得极大成功<sup>[111]</sup>。

除了有限超核，奇异核物质(含有超子和核子自由度的核物质)，特别是中子星物质的研究也引起了大家的关注。它们是检验极端密度下强相互作用理论的极好实验室。在高密情况下，超子对中子星的形成和结构演化起决定性作用<sup>[112, 113]</sup>。中子星性质和高密下的物质状态方程密切相关，超子在高密物质里的作用是软化物质状态方程，从而导致中子星最大质量的减小<sup>[114~118]</sup>。

下面，将介绍本课题组在 RMF 理论下对  $\Lambda$  超核研究的一些进展，包括核介质中超子-核子有效相互作用的探讨<sup>[33]</sup>，奇特  $\Lambda$  超核内的巨中子晕<sup>[37]</sup> 和超子晕<sup>[38]</sup> 现象等。

成功描述已知超核结构和性质的超子-核子相互作用是可靠预言未知超核物质的前提。利用 RMF 理论通过符合基态<sup>13</sup>C 超核的超子实验结合能(如图 3)，可以确定超子-介子有效相互作用参数  $\chi_i = g_{i\Lambda}/g_i (i = \sigma, \omega)$ ，其中  $g_{i\Lambda}$  与  $g_i$  分别为  $i\Lambda$  与  $iN$  相互作用耦合常数。其具体调试方式见图 3。以参数组 a 为例，固定  $\chi_\omega = 2/3$ ，通过符合<sup>13</sup>C 中  $\Lambda$  超子处于 1s 轨道时的束缚能来确定  $\chi_\sigma$ 。图 3(a) 给出了参数组 a 的拟合曲线，图中水平虚线对应于<sup>13</sup>C 中  $\Lambda$  的 s 和 p 能级的实验值，曲线对应  $\Lambda$  单粒子能量随  $\chi_\sigma$  的变化，虚线与曲线相交的位置即参数组 a 所对应的  $\chi_\sigma$  值， $\chi_\sigma = 0.6137$ 。类似地，分别固定  $\chi_\sigma = 2/3$ ， $\chi_\omega = \chi_\sigma$ ， $\chi_\omega = 1$  和  $\chi_\sigma = 1$ ，通过符合<sup>13</sup>C 中  $\Lambda$  超子处于 1s 轨道时的束缚能来确定另一个未知参数，从而给出参数组 b, c, d 和 e(见表 1)。参数组 c 的调试方法源于文献[108]，此处给出的参数组 c 和以往大家在条件  $\chi_\sigma = \chi_\omega$  下得到的范围 0.2~0.4<sup>[102, 108]</sup> 相洽。利用这些参数对质量数从 9 到 208 的单  $\Lambda$  超核的计算重现了各单  $\Lambda$  超核的实验结果(见图 4)。它们都可以对整个质量范围内的超核进行符合<sup>[33]</sup>。

用各组参数计算的单  $\Lambda$  超子能谱如图 4 所示，图中实线是计算结果，实心方块为实验值及其误差。从图 4 可以看到，参数组 a 对单  $\Lambda$  能谱描述得很好：对于 1s 能级，除了<sup>208</sup>Pb 计算值比实验值偏大外，其他都符合得很好；对于 1p 能级， $A > 40$  的核给出结果相对偏大，但是对质量数较小的核符合得

很好。参数组 b 给出的结果和参数组 a 相当。参数组 c 对质量数较轻的核与实验符合得较好，而对其他核素则相对差一些。而参数组 d 和 e 对包括<sup>208</sup>Pb 在内的超核均与实验结果符合得很好。

表 1 超核内相互作用参数的选取<sup>[33]</sup>

参数组	a	b	c	d	e
$\chi_\sigma$	0.6137	2/3	0.3595	0.8893	1.000
$\chi_\omega$	2/3	0.7307	0.3595	1.000	1.134

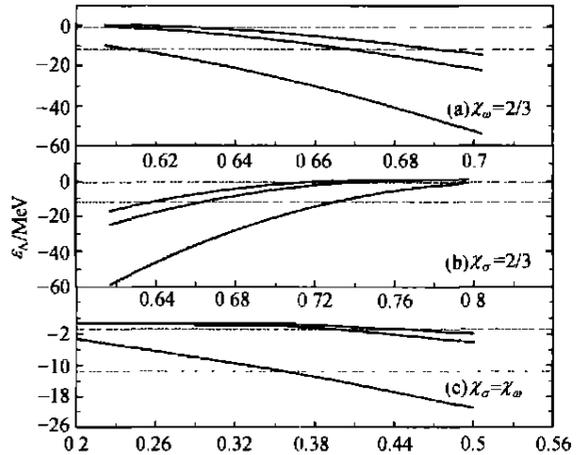


图 3 超核<sup>13</sup>C 内  $\Lambda$  单粒子能级随参数的变化

(a), (b) 和 (c) 的横坐标分别是  $\chi_\sigma$ ,  $\chi_\omega$  和  $\chi_\sigma(\chi_\omega)$ ,

图中水平虚线是<sup>13</sup>C 的 s 和 p 能级实验值<sup>[33]</sup>

可以看出，在相对论平均场理论中，核子-超子相互作用  $\chi_\sigma$  和  $\chi_\omega$  可以在很大范围内调试，只根据超核中的单  $\Lambda$  束缚能无法准确确定这些相互作用参数。但目前关于超核基态性质的实验，除了给出单超子超核中超子的能谱和其势阱深度外，还无法给出更深入的信息，而且关于超子自旋-轨道相互作用的实验结果还有争议。鉴于相对论平均场理论的长处之一是可以自洽地描述正常核中核子的自旋-轨道相互作用，相信在不远的将来，可以根据实验上更多的超子自旋-轨道相互作用结果，确定出更适合的超子-核子相互作用参数组。

依据前面得到的有效超子-核子相互作用，下面将对奇特超核进行探讨。事实上，对奇特超核的理论研究已有很多<sup>[73, 84, 103, 119, 120]</sup>，但它们讨论的都是轻超核，对较重的丰中子超核进行研究将是一件比较有意义的工作。

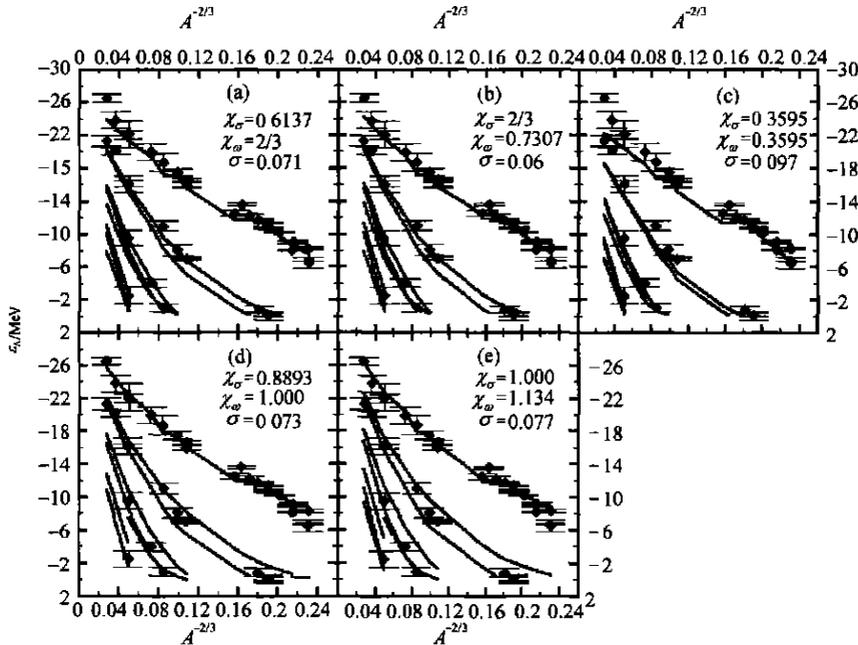


图 4 采用表 1 中参数组 a, b, c, d, e 计算得到的单  $\Lambda$  超子能谱图

实线对应计算值  $\epsilon_{\text{th}}$ ,  $\blacklozenge$  为实验值  $\epsilon_{\text{exp}}$ , 标准偏差  $\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i^n \left( \frac{\epsilon_{\text{th}i} - \epsilon_{\text{exp}i}}{\epsilon_{\text{exp}i}} \right)^2}$  表示理论与实验值的符合程度<sup>[35]</sup>

在奇特核的研究中, 相对论连续谱的 Hartree-Bogoliubov (RCHB) 方法预言了 Zr<sup>[30]</sup> 和 Ca<sup>[34]</sup> 同位素中存在的巨中子晕现象, 即在质量较大的极端丰中子核里, 可以有多于两个晕中子的现象. 如, Zr 同位素内的巨中子晕是由于 2~6 个中子作为 Cooper 对被散射到连续谱区含有小角动量的能级 (3p<sub>3/2</sub>, 3p<sub>1/2</sub> 等) 上而形成的. 只要多个相邻原子核的核子分离能足够小, 就可能是巨中子晕存在的信号.

根据 RCHB 对巨中子晕的预言和实验上提供的  $\Lambda$  超子-核子相互作用信息<sup>[51]</sup>, 利用 RCHB 方法, 我们对偶中子数 Ca 同位素从质子滴线到 neutron 滴线范围内的单  $\Lambda$  超核和双  $\Lambda$  超核基态性质进行了系统研究, 提出在超核内可以存在巨中子晕现象<sup>[37]</sup>.

图 5 中, 给出了偶中子数 Ca 同位素的双中子分离能  $S_{2n}$  随中子数  $N$  的变化, 分别用  $\Lambda=0$ ,  $\Lambda=1$  和  $\Lambda=2$  标记通常核、单  $\Lambda$  超核和双  $\Lambda$  超核.  $S_{2n}$  曲线的特征是: 随着中子数的增加, 在  $N=20, 28, 40$  处均出现大的跃变, 这些跃变正对应着壳模型中的满壳和亚满壳. 但另一个幻数  $N=50$  处, 并

没有表现出异常特征, 与文献[34]得到的结果类似. 这里  $N=50$  幻数消失与中子晕的形成相联系, 主要是由中子密度分布的晕性质造成. 若用正则基下的单粒子能谱来解释, 该满壳的消失是由于 1g<sub>9/2</sub> 轨道和其上的 s-d 壳间的能隙减小而引起.

非常小的中子分离能被认为是原子核中产生中子晕的一个信号. 图 5 的另一显著特征是, 中子数大于 40 的奇特 Ca 同位素的双中子分离能  $S_{2n}$  接近于零. 这些 Ca 同位素可以看成是以 <sup>60</sup>Ca 为核芯,  $N > 40$  的价中子填充在弱束缚态和连续谱中而形成的. 由于小的中子分离能, 这些价中子可以有很大的空间分布, 因此这里  $S_{2n}$  的行为表明在奇特 Ca 同位素中可能有巨晕现象的存在<sup>[36]</sup>.

图 5 中, 超核的中子滴线 ( $N=56$ ) 比文献[34]预言的通常核的中子滴线 ( $N=54$ ) 外推了 2 个中子. 这对探测晕核非常有益. 我们知道,  $\Lambda$  超子提供的附加吸引作用会使超核的核芯收缩, 如 <sup>7</sup>Li 的核芯 <sup>6</sup>Li 要比自由空间的 <sup>6</sup>Li 小 20% 左右<sup>[23]</sup>, 不束缚的核 <sup>8</sup>Be 在加入 1 个  $\Lambda$  超子后形成束缚的 <sup>9</sup>Be<sup>[4]</sup>. 但

该效应只是对轻核较显著, 对于中重核素, 尤其是不稳定的丰中子中重核素, 1 个或 2 个位于  $1s$  态的  $\Lambda$  超子对由几十个核子所组成的原子核的整体性质的影响显然不如对轻核那样明显. 此处的计算表明, 在 Ca 巨中子晕核与 1 个或 2 个  $\Lambda$  超子所形成的超核系统中, 超核的性质虽无重大改变, 但中子滴线向外延伸了 2 个中子, 使得超核体系比通常奇特核束缚更多的中子, 从而也使晕中子数增加, 有助于形成巨中子晕.

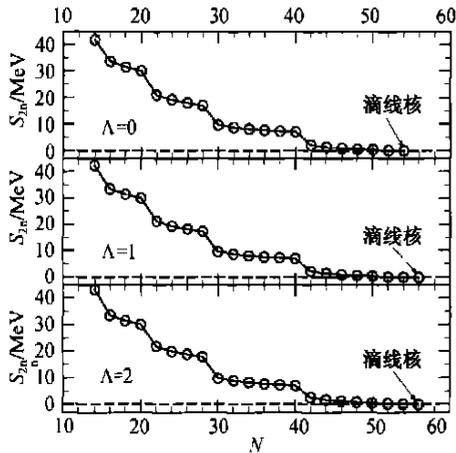
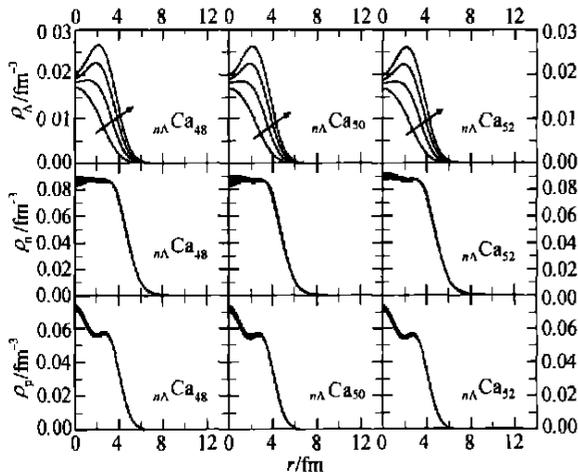


图 5 偶中子数 Ca 同位素的双中子分离能  $S_{2n}$  随中子数  $N$  的变化<sup>[36]</sup>

晕或巨晕的表现形式是中子密度空间分布的尾部很大. 在图 6 中, 分别给出了 Ca 双  $\Lambda$  超核在正常坐标和对数坐标下的中子密度分布. 在对数坐标下, 可以清楚地看到  $N > 40$  超核的中子密度分布,



其尾部要比  $N < 40$  核素的大得多. 如在半径为  $r = 11$  fm 处,  $^{72}_{2\Lambda}\text{Ca}$  的中子密度比  $^{48}\text{Ca}$  的大 4 个量级. 另外, 随着中子数的增加, 尾部的密度分布显著增加, 这正表明了  $N > 40$  的奇特 Ca 超核中同样存在类似奇特 Ca 通常核内的巨中子晕<sup>[36]</sup>.

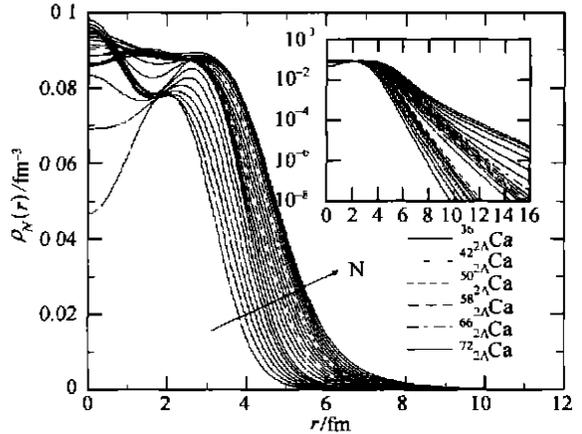


图 6 偶中子数 Ca 双  $\Lambda$  超核在正常坐标和对数坐标下的中子密度分布<sup>[36]</sup>

为了知道在巨中子晕的情况下加入多个  $\Lambda$  超子引起的核素性质变化, 我们在巨中子晕 Ca 核 ( $N = 48, 50, 52$ ) 内分别加入 2, 4, 6 和 8 个  $\Lambda$  超子, 以考虑它们对重子密度分布造成的影响, 如图 7 所示, 其中箭头指向超子数增加的方向. 可以看出, 在极端弱束缚的核内加入多个超子对内部核区 ( $r < 2$  fm) 的中子和质子有一定的扰动, 对外部密度分布的影响甚微. 超子的密度分布随着超子数的增加而不断增加.

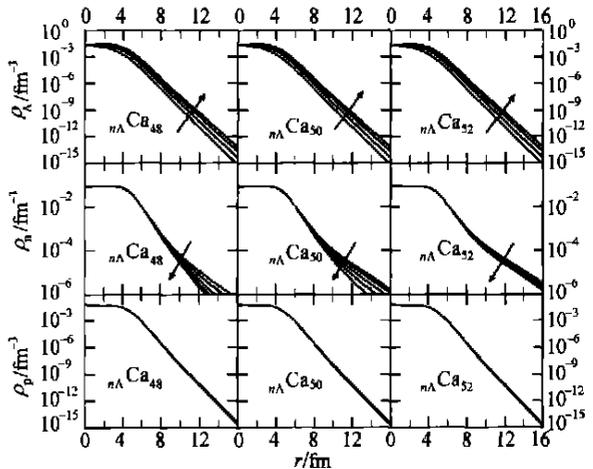


图 7 加入多个  $\Lambda$  超子 ( $n = 2, 4, 6, 8$ ) 后的巨中子晕 Ca 核 ( $N = 48, 50, 52$ ) 在正常坐标和对数坐标下的重子密度分布

由于  $\Delta N$  相互作用比  $NN$  相互作用弱, 超子态应该比相应中子态更易有大的空间弥散而形成晕, 即超子晕现象. Rufa 等人在 RMF 理论框架下用 BCS 处理对关联, 提出  $\Delta$  超子晕现象, 并指出多  $\Delta$  超核系统可在重离子碰撞的次级无电荷交换反应中伴随着相互作用半径的增大而得到<sup>[108]</sup>. 由于 BCS 方法会引入非物理解<sup>[29]</sup>, 所以对超子晕还需要进一步细致研究. 下面将以 C 超核同位素为例, 在 RCHB 框架下来探讨超子晕的性质.

晕的一个显著特征是有大的空间密度分布. 在图

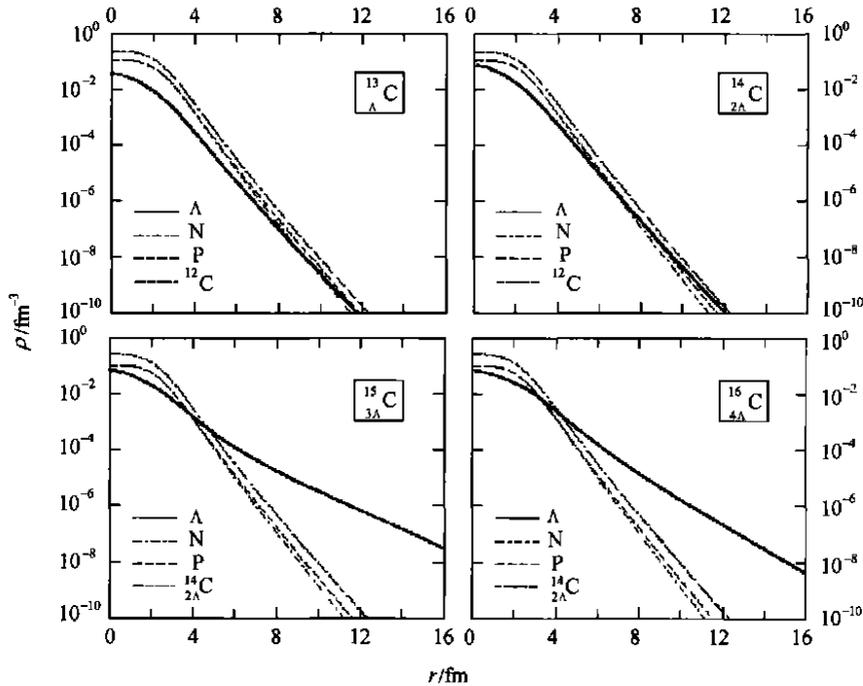


图 8 超核同位素 $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{15}\text{C}$ 和 $^{16}\text{C}$ 内各重子的密度分布

为便于比较, 其核芯 $^{12}\text{C}$ 的密度分布用点线给出. 显然, 超子的密度分布大大超出了它的核芯物质密度分布. 类似的情况对 $^{16}\text{C}$ 同样存在(见图 8 的右下图), 但它对应双  $\Delta$  超子晕核<sup>[36]</sup>.

我们知道, 由于超核内的非介子弱衰变  $\Delta + n \rightarrow n + n + 176 \text{ MeV}$ , 超核寿命为  $0.1 \text{ ns}$  或更小量级, 多  $\Delta$  超核不稳定. 另外, 当所有或是大部分的  $\Delta$  束缚轨道被占据, 在自由空间禁戒的转换  $\Delta\Delta \rightarrow \Xi N$  将在超核内发生. 当然, 为了确证多  $\Delta$  超核的超子晕现象, 上述过程都应该考虑. 有关工作, 目前正在进行中.

8 中, 给出了 $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{15}\text{C}$ 和 $^{16}\text{C}$ 超核在对数坐标下的分布, 其中超子、中子和质子的密度分布分别用实线、长划线和点划线表示. 从该图的上部可以看到,  $1\sim 2$ 个  $\Delta$  超子加入到 $^{12}\text{C}$ 这样的轻核里, 核子的密度分布几乎不变, 这和前面讨论单、双  $\Delta$  超核时给出的结论是一致的. 这里的超子密度分布尾巴与 6 个中子的相当. 有趣的是, 当加入的超子数是 3 时,  $^{15}\text{C}$ 的超子密度分布在尾部有明显的突变, 这即是超子晕形成的信号. 显然, 在  $r=6 \text{ fm}$  处超子密度分布的突变主要是由最后填充的 1 个  $\Delta$  超子引起的.

### 3 小结

本文简要介绍了自核乳胶中出现首例超核以来, 世界上主要实验室在超核产生和测量方法等方面的主要进展, 包括旧溶胶实验,  $(K^-, \pi^-)$ ,  $(\pi^+, K^+)$ 和 $(e, e'K^+)$ 等反应产生的  $\Delta$  超核能谱,  $\gamma$  射线谱,  $\Delta$  超核弱衰变, 产生双  $\Delta$  超核的混合溶胶方法等重要实验成就, 以及理论方面对包括超子-核子在内的重子-重子相互作用的描述, 基于团簇模型、壳模型和平均场理论对超核性质的描述, 特别是近年来核物理中卓有成效的相对论平均场理论对

超核及奇特超核的描述和进展, 同时对本课题组近年来用相对论平均场理论在超核的相互作用, 超核内的中子晕和超子晕等奇特超核的工作进行了小结.

## 参 考 文 献

- 1 Danysz M, et al. Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment I. *Phil Mag*, 1953, 44: 348
- 2 Chien R E, et al. Nuclear systems with strangeness. *Annu Rev Nucl Part Sci*, 1989, 39: 113
- 3 Dover C B, et al. On the production and spectroscopy of  $\Sigma$  hypernuclei. *Phys Rep*, 1989, 184: 1
- 4 Bandō H, et al. Production, structure and decay of hypernuclei. *Int Mod Phys A*, 1990, 5: 4021
- 5 厉光烈. 超核物理综述. *物理学进展*, 1991, 11: 331
- 6 Gibson B F, et al. A survey of hypernuclear physics. *Phys Rep*, 1995, 257: 349
- 7 Oset E, et al. Weak decay of  $\Lambda$  hypernuclei. *Prog Part Nucl Phys*, 1998, 41: 191
- 8 Alberico W M, et al. Weak decay of  $\Lambda$ -hypernuclei. *Phys Rep*, 2002, 369: 1
- 9 Nagels M M, et al. Baryon-baryon scattering in a one-boson-exchange-potential approach. III. A nucleon-nucleon and hyperon-nucleon analysis including contributions of a nonet of scalar mesons. *Phys Rev D*, 1979, 20: 1633
- 10 Maessen P M M, et al. Soft-core baryon-baryon one-boson-exchange models. II. Hyperon-nucleon potential. *Phys Rev C*, 1989, 40: 2226
- 11 Rijken T A, et al. Soft-core hyperon-nucleon potentials. *Phys Rev C*, 1999, 59: 21
- 12 Holzenkamp B, et al. A meson exchange model for the hyperon-nucleon interaction. *Nucl Phys*, 1989, A500: 485
- 13 Reuber A, et al. Meson-exchange hyperon-nucleon interactions in free scattering and nuclear matter. *Nucl Phys*, 1994, A570: 543
- 14 Straub, U. et al. Hyperon-nucleon interaction in the quark cluster model. *Nucl Phys*, 1988, A483: 686
- 15 Straub, U. et al. Hyperon-nucleon interaction and the H-dibaryon in the quark cluster model. *Nucl Phys*, 1990, A508: 385c
- 16 Zhang Z, et al. The baryon-baryon interaction in a modified quark model. *Nucl Phys*, 1994, A578: 573
- 17 Fujiwara Y, et al. Effective meson-exchange potentials in the SU6 quark model for NN and YN interactions. *Phys Rev C*, 1996, 54: 2180
- 18 Ping J, et al. Effective baryon-baryon potentials in the quark delocalization and color screening model. *Nucl Phys*, 1999, A657: 95
- 19 Zhang Z Y, et al. Hyperon-nucleon interactions in a chiral SU(3) quark model. *Nucl Phys*, 1997, A625: 59
- 20 Takahashi T, et al. Spectroscopy of light  $\Lambda$  hypernuclei. *Nucl Phys*, 2000, A670: 265c
- 21 Akikawa H, et al. Hypernuclear fine structure in  ${}^8\Lambda\text{Be}$ . *Phys Rev Lett*, 2002, 88: 082501
- 22 Hotchi H, et al. Spectroscopy of medium-heavy  $\Lambda$  hypernuclei via the  $(\pi^+, K^+)$  reaction. *Phys Rev C*, 2001, 64: 044302
- 23 Tanida K, et al. Measurement of the B(E2) of  ${}^7\Lambda\text{Li}$  and shrinkage of the hypernuclear size. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 1982
- 24 Zhang Z, et al. SU<sub>3</sub> group classification for the energy spectrum and production probabilities of  ${}^{\Lambda}\text{C}$ . *Phys Lett B*, 1982, 108: 261
- 25 Dalitz R H, et al. Supersymmetric and strangeness analog states in p-shell lambda hypernuclei. *Phys Rev Lett*, 1976, 36: 362
- 26 Sakuda T, et al. Structure of  ${}^{20}\Lambda\text{Ne}$  hypernucleus. *Prog Theor Phys*, 1987, 78: 1317
- 27 Hasegawa T, et al. Core-excited states of  ${}^{\Lambda}\text{C}$  hypernuclei formed in the  $(\pi^+, K^+)$  reaction. *Phys Rev Lett*, 1995, 74: 224
- 28 Motoba T. Parity-mixing intershell coupling in hypernuclei and properties of  $\Lambda\text{N}$  interactions. *Nucl Phys*, 1998, A639: 135c
- 29 Meng J. Relativistic continuum Hartree-Bogoliubov theory with both zero range and finite range Gogny force and their application. *Nucl Phys*, 1998, A635: 3
- 30 Meng J, et al. Giant halo at the neutron drip line. *Phys Rev Lett*, 1998, 80: 460
- 31 Meng J, et al. The proton and neutron distributions in Na isotopes: The development of halo and shell structure. *Phys Lett*, 1998, 419B: 1
- 32 Soojae I, et al. Particles in classically forbidden areas, neutron skin and halo, and pure neutron matter in Ca isotopes. *Phys Rev C*, 2000, 61: 047302
- 33 Meng J, et al. The surface diffuseness and the spin-orbital splitting in relativistic continuum Hartree-Bogoliubov theory. *Nucl Phys*, 1999, A650: 176
- 34 Meng J, et al. Giant halo at the neutron drip line in Ca isotopes in relativistic continuum Hartree-Bogoliubov theory. *Phys Rev C*, 2002, 65: R041302
- 35 吕洪凤, 等. 相对论平均场理论中的有效超子-核子相互作用. *高能物理与核物理*, 2002, 26: 933
- 36 Lü H F, et al. Hyperon halos in  $\Lambda$  hypernuclei in the relativistic continuum Hartree-Bogoliubov theory. *Chin Phys Lett*, 2002, 19: 1775
- 37 Lü H F, et al. Neutron halos in hypernuclei. *J Eur Phys*, 2003, A17: 19
- 38 Nield K J, et al. Production of hypernuclei in a 2.1 GeV/nucleon oxygen beam. *Phys Rev C*, 1976, 13: 1263
- 39 Juric M, et al. A new determination of the binding-energy values of the light hypernuclei ( $A \leq 15$ ). *Nucl Phys*, 1973, B52: 1
- 40 Dalitz R H, et al. The identified  $\Lambda\Lambda$ -hypernuclei and the predicted H-particle. *Proc R Soc London*, 1989, A426: 1
- 41 Brückner W, et al. Spin-orbit interaction of lambda particles in

- nuclei. Phys Lett, 1978, 79B: 157
- 42 Bertini R, et al. A full set of nuclear shell orbitals for the  $\Lambda$  particle observed in  $^{32}_{\Lambda}\text{S}$  and  $^{40}_{\Lambda}\text{Ca}$ . Phys Lett, 1979, 83B: 306
- 43 Chien R E, et al. States of  $^{12}_{\Lambda}\text{C}$  formed in the reaction  $^{12}\text{C}(\text{K}^-, \pi^-)$ . Phys Lett, 1979, 89B: 31
- 44 May M, et al. Observation of levels in  $^{13}_{\Lambda}\text{C}$ ,  $^{14}_{\Lambda}\text{N}$ , and  $^{18}_{\Lambda}\text{O}$  hypernuclei. Phys Rev Lett, 1981, 47: 1106
- 45 May M, et al. Observation of hypernuclear gamma-ray transitions in  $^7_{\Lambda}\text{Li}$  and  $^9_{\Lambda}\text{Be}$ . Phys Rev Lett, 1983, 51: 2085
- 46 Grace R, et al. Weak decay of  $^{12}_{\Lambda}\text{C}$  and  $^{11}_{\Lambda}\text{B}$  hypernuclei. Phys Rev Lett, 1985, 55: 1055
- 47 Szymanski J J, et al. Nonleptonic weak decay of  $^5_{\Lambda}\text{He}$  and  $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ . Phys Rev C, 1991, 43: 849
- 48 Sakaguchi A, et al.  $\Pi^0$  decay process of  $^{12}_{\Lambda}\text{C}$  and  $^{11}_{\Lambda}\text{B}$  hypernuclei. Phys Rev C, 1991, 43: 73
- 49 Milner C, et al. Observation of lambda-hypernuclei in the reaction  $^{12}\text{C}(\pi^+, \text{K}^+)^{12}_{\Lambda}\text{C}$ . Phys Rev Lett, 1985, 54: 1237
- 50 Chien R E. Studies of hypernuclei by associated production. Nucl Phys, 1988, A478: 705c
- 51 Pile P H, et al. Study of hypemuclei by associated production. Phys Rev Lett, 1991, 66: 2585
- 52 Hasegawa T, et al. Core-excited states of  $^{12}_{\Lambda}\text{C}$  hypernuclei formed in the  $(\pi^+, \text{K}^+)$  reaction. Phys Rev Lett, 1995, 74: 224
- 53 Nagae N. Overview of the results on  $\Lambda$ -hypernuclei spectroscopy with the SKS. Nucl Phys, 2001, A691: 76
- 54 Ajimura S, et al. Polarization of  $^5_{\Lambda}\text{He}$  produced by the  $(\pi^+, \text{K}^+)$  reaction. Phys Rev Lett, 1998, 80: 3471
- 55 Bhang H C, et al. Lifetime measurement of  $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ ,  $^{28}_{\Lambda}\text{Si}$ , and  $^{56}_{\Lambda}\text{Fe}$  hypernuclei. Phys Rev Lett, 1998, 81: 4321
- 56 Sato Y, et al.  $\Pi^-$  mesonic weak decay width of  $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ . Nucl Phys, 1998, A639: 279c
- 57 Hungerford E V. Hyperon production II: The electroproduction of light hypemuclei. Proceedings of the APCTP Workshop SNP99, Singapore, World Scientific, 2000, 356
- 58 Tang L. Direct measurement of the lifetime of heavy hypernuclei at CEBAF using low pressure MWPC technique. Proceedings of the APCTP Workshop SNP99, Singapore, World Scientific, 2000, 393
- 59 Bart S, et al. Sigma hyperons in the nucleus. Phys Rev Lett, 1999, 83: 5238
- 60 Ahn J K, et al. Production of  $^4_{\Lambda\Lambda}\text{H}$  hypernuclei. Phys Rev Lett, 2001, 87: 132504
- 61 Takahashi H, et al. Observation of a  $^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$  double hypernucleus. Phys Rev Lett, 2001, 87: 212502
- 62 Danysz M, et al. The identification of a double hyperfragment. Nucl Phys, 1963, 49: 121
- 63 Prowse D. Lambda lambda He<sup>6</sup> double hyperfragment. Phys Rev Lett, 1966, 17: 782
- 64 Gianotti P. FINUDA at DAΦNE. Status and perspectives. Nucl Phys, 2002, A691: 483
- 65 Tamura H. Impurity nuclear physics: Hypernuclear  $\gamma$  spectroscopy and future plans for neutron-rich hypernuclei. Eur Phys J, 2002, A13: 181
- 66 Kubota K, et al. Search for neutron-rich  $\Lambda$  hypemuclei in the  $(\text{K}_{\text{stopped}}, \pi^+)$  reaction. Nucl Phys, 1996, A602: 327
- 67 Agnello M, et al. Hypernuclear physics with the FINUDA spectrometer at DAΦNE. Nucl Phys, 1997, A623: 279c
- 68 Greiner C, et al. Creation of strange-quark-matter droplets as a unique signature for quark-gluon plasma formation in relativistic heavy-ion collisions. Phys Rev D, 1988, 38: 2797
- 69 Bodmer A R, et al. A self-consistent two-body method for three-body systems and the hypernucleus  $\Delta\text{Be}^9$ . Nucl Phys, 1964, 56: 657
- 70 Dalitz R H, et al. The binding of  $\Lambda\Lambda$ -hypernuclei. Nucl Phys, 1964, 50: 450
- 71 Tang Y C, et al. Lambda-lambda potential from analysis of lambda lambda Be<sup>10</sup>. Phys Rev, 1965, 138: B637
- 72 Yu Y W, et al. Glue like role of  $\Lambda$  particle in hypemuclei. Prog Theor Phys, 1986, 76: 861
- 73 Hiyama H, et al. Three-body model study of  $A=67$  hypemuclei: Halo and skin structures. Phys Rev C, 1996, 53: 2075
- 74 Dalitz R H, et al. The production and decay of  $^7_{\Lambda}\text{Li}$  and  $^7_{\Lambda}\text{He}$  hypernuclei. J Phys G, 1978, 4: 889
- 75 Gal A, et al. Shell-model analysis of  $\Lambda$  binding energies for the p-shell hypernuclei III. Further analysis and predictions. Ann Phys, 1978, 113: 79
- 76 Bouyssy A, et al. Hypernuclei with  $A \geq 12$ . Phys Lett, 1976, 64B: 276
- 77 Dover C B, et al. Hypernuclear physics with pions. Phys Rev C, 1980, 22: 2073
- 78 Motoba T, et al. Hypernuclear production by the  $(\pi^+, \text{K}^+)$  reaction. Phys Rev C, 1988, 38: 1322
- 79 Millener D J, et al. Lambda-nucleus single particle potentials. Phys Rev C, 1988, 38: 2700
- 80 Yamamoto Y, et al. Baryon-baryon interaction and single-particle aspects of hypemuclei. Prog Theor Phys Suppl, 1985, 81: 9
- 81 Yamazaki T, et al. Coulomb-assisted hybrid bound states of  $\Sigma^-$  in medium nuclei populated by  $\text{K}^-$  absorption at rest. Phys Lett, 1988, 207B: 393
- 82 Hausmann R, et al. Shell-model calculation of  $\Lambda$ -hypernuclear spectra from  $(\pi^+, \text{K}^+)$  reactions. Nucl Phys, 1989, A491: 598
- 83 Fernández F, et al. Skyrme-Hartree-Fock calculation of  $\Lambda$ -hypernuclear states from  $(\pi^+, \text{K}^+)$  reactions. Z Phys A, 1989, 334: 349
- 84 Lansky D E, et al. A-dependence of  $\Lambda\Lambda$  bond energies in double

- $\Lambda$  hypernuclei. *Z Phys A*, 1997, 357; 95
- 85 Cugnon J, et al. Hypernuclei in the Skyrme-Hartree-Fock formalism with a microscopic hyperon-nucleon force. *Phys Rev C*, 2000, 62: 064308
- 86 Guichon P A M. A possible quark mechanism for the saturation of nuclear matter. *Phys Lett*, 1988, 200B; 235
- 87 Tsushima K, et al. The quark-meson coupling model for  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  and  $\Xi$  hypernuclei. *Nucl Phys*, 1998, A630; 691
- 88 Pal S, et al. Neutron star properties in the quark-meson coupling model. *Phys Rev C*, 1999, 60: 015802
- 89 Zakout I, et al. Hot hypernuclear matter in the modified quark-meson coupling model. *Phys Rev C*, 2000, 61: 055208
- 90 Walecka D. A theory of highly condensed matter. *Ann Phys*, 1974, 83: 491
- 91 Reihard P G. The relativistic mean-field description of nuclei and nuclear dynamics. *Rep Prog Phys*, 1989, 52: 439
- 92 Ring P. Relativistic mean field theory in finite nuclei. *Prog Part Nucl Phys*, 1996, A37; 193
- 93 Meng J, et al. Relativistic Hartree-Bogoliubov description of the neutron halo in  $^{11}\text{Li}$ . *Phys Rev Lett*, 1996, 77: 3963
- 94 Madokoro H, et al. Relativistic mean field description for the shears band mechanism in  $^{84}\text{Rb}$ . *Phys Rev C*, 2000, 62: R061301
- 95 Brockmann R, et al.  $\Lambda\text{N}$ -interaction and spin-orbit coupling in hypernuclei. *Phys Lett*, 1977, 69B; 167
- 96 Nobel J V. Nuclear dirac phenomenology and the  $\Lambda$ -nucleus potential. *Phys Lett*, 1980, 89B; 325
- 97 Bouyssy A. A simplified relativistic model for nuclei and hypernuclei. *Nucl Phys*, 1982, A381; 445
- 98 Jennings B K. The dirac equation and  $\Lambda$ -nucleus systematics. *Phys Lett*, 1990, 246B; 325
- 99 Chiapparini M, et al. Dirac phenomenology and the  $\Lambda$ -nucleus potential. *Nucl Phys*, 1991, A529; 589
- 100 Cohen J, et al. Relativistic sigma-omega mean field theory for hyperons from a quark model. *Phys Rev C*, 1991, 44: 1181
- 101 Glendenning N K, et al. Relativistic mean-field calculations of lambda and sigma hypernuclei. *Phys Rev C*, 1993, 48: 889
- 102 Marč J, et al. Relativistic description of lambda, sigma and xi hypernuclei. *Phys Rev C*, 1994, 49: 2472
- 103 Vretenar D, et al. Relativistic mean-field description of light lambda hypernuclei with large neutron excess. *Phys Rev C*, 1998, 57: R1060
- 104 Cohen J, et al. Hypernuclear currents in a relativistic mean-field theory with tensor omega YY couplings. *Phys Rev C*, 1992, 46: 801
- 105 Cohen J. Nuclear and hypernuclear particle-hole states in the relativistic sigma-omega mean field theory: Nuclear matter formalism. *Phys Rev C*, 1993, 48: 1346
- 106 Rufa M, et al. Single-particle spectra of  $\Lambda$  hypernuclei and the enhanced interaction radii of multi-strange objects. *J Phys G*, 1987, 13: L143
- 107 Marč J, et al. On  $\Lambda$ -hyperon(s) in the nuclear medium. *Z Phys A*, 1989, 333; 209
- 108 Rufa M, et al. Multi-lambda hypernuclei and the equation of state of hypermatter. *Phys Rev C*, 1990, 42: 2469
- 109 Glendenning N K. First-order phase transitions with more than one conserved charge: Consequences for neutron stars. *Phys Rev D*, 1992, 46: 1274
- 110 Schaffner J, et al. Metastable exotic multihypernuclear objects. *Phys Rev C*, 1992, 46: 322
- 111 Schaffner J, et al. Multiply strange nuclear systems. *Ann Phys*, 1994, 235: 35
- 112 Prakash M, et al. Strangeness in stellar matter. *Nucl Phys*, 1998, A639; 433c
- 113 Sun B X, et al. The effect of Hyperon-hyperon interaction on neutron star. *Commun Theor Phys*, 2001, 36: 446
- 114 Glendenning N K. Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity. New York: Springer-Verlag, 1997
- 115 Jia H Y, et al. How and when will a neutron star become a hyperon star? *Chin Phys Lett*, 2001, 18: 1571
- 116 Glendenning N K. Hyperons in neutron stars. *Z Phys A*, 1987, 326: 57
- 117 Glendenning N K, et al. Reconciliation of neutron-star masses and binding of the lambda in hypernuclei. *Phys Rev Lett*, 1991, 67: 2414
- 118 Sugahara Y, et al. Relativistic mean field theory for lambda hypernuclei and neutron stars. *Prog Theor Phys*, 1994, 92: 803
- 119 Majling L. Production of  $\Lambda$ -hypernuclei with a large neutron excess and a neutron halo. *Nucl Phys*, 1995, A585: 211c
- 120 Tretyakova T Yu, et al. Structure of neutron-rich  $\Lambda$  hypernuclei. *Eur Phys J*, 1999, A5: 391